ÜBER DAS ABSORPTIONSSPECTRUM DES FLÜSSIGEN WASSERS UND ÜBER DIE DURCHLÄSSIGKEIT DER AUGENMEDIEN FÜR ROTHE UND ULTRAROTHE STRAHLEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

VON DER PHILOSOPHISCHEN FACULTÄT

DER

FRIEDRICH-WILHELMS-UNIVERSITÄT ZU BERLIN

GENEHMIGT

UND

NEBST DEN BEIGEFÜGTEN THESEN

ÖFFENTLICH ZU VERTHEIDIGEN

AM 5. AUGUST 1895

VON

EMIL ASCHKINASS

AUS BERLIN.

OPPONENTEN:

HERR DRD. PHIL. R. MANN.

- PRAKT. ARZT DRD. MED. W. CASPARI.
- PRIVATDOCENT DR. PHIL. W. VON ULJANIN.

MIT EINER TAFEL.

LEIPZIG,

JOHANN AMBROSIUS BARTH (ARTHUR MEINER).

1895.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

MEINEN ELTERN!

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535723_0146

Erster Theil.

Ueber das Absorptionsspectrum des flüssigen Wassers.

1. Einleitung.

Die spectrale Vertheilung des Absorptionsvermögens des Wassers für Licht- und Wärmestrahlen ist bereits mehrfach der Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen. Photometrisch ist dieses Thema in exacter Weise zum erstenmale von Hüfner und Albrecht[1]) im Jahre 1891 behandelt worden. Abney und Festing[2]), welche das Spectrum des Wassers photographierten, und H. Becquerel[3]), der das Phänomen der Phosphorescenz als Beobachtungsmethode verwerthete, gelangten bereits in den Anfang des ultrarothen Spectralgebietes. Ausschliesslich in diesem Bereiche haben endlich in neuester Zeit die Herren W. H. Julius[4]) und F. Paschen[5]) die Absorption des Wassers untersucht.

Hüfner und Albrecht haben in ihrer oben erwähnten Arbeit im sichtbaren Gebiet, und zwar innerhalb der Wellenlängen 446 und 671 $\mu\mu$ an zehn verschiedenen Stellen des Spectrums Beobachtungen angestellt, und ihre Messungen haben auch für die absoluten Werthe der Absorptionscoefficienten zu einigermaassen zuverlässigen Zahlen geführt. Ueber diese Grössen finden sich aber in den übrigen der genannten Arbeiten

---

1) G. Hüfner und E. Albrecht, Wied. Ann. **42.** p. 1. 1891.

2) Abney uud Festing, Philos. Transact. **172.** p. 887. 1881.

3) H. Becquerel, Ann. d. chim. et d. phys. **30.** p. 1. 1883.

4) W. H. Julius, Verhandl. d. K. Academie v. Wetenschappen te Amsterdam, 1. Sect., Deel I, No. 1. 1892. Verhandl. d. Vereins z. Bef. d. Gewerbefl. p. 232. 1893.

5) F. Paschen, Wied. Ann. **51.** p. 21. **52.** p. 216. **53.** p. 334. 1894.

keinerlei direkte Angaben. Bei Abney und Festing und H. Becquerel war eine exacte zahlenmässige Bestimmung der Absorptionsvertheilung schon durch die Natur ihrer Beobachtungsmethoden ausgeschlossen. Julius andererseits hat insofern unter ungünstigen Bedingungen gearbeitet, als er eine zu dicke Wasserschicht benutzte, sodass aus den Resultaten seiner diesbezüglichen Messungen schon in qualitativer Hinsicht nicht viel zu ersehen ist. In dünnerer Schicht hat Hr. Julius zwar noch das Spectrum einer wässrigen Kochsalzlösung festgestellt, und seine Ansicht, dass die in demselben auftretenden Banden vom Wasser herrührten, ist später von Hrn. Paschen bestätigt worden; indessen ist es doch wohl nicht ohne weiteres zulässig, darum auch quantitativ dieses Spectrum für identisch mit dem des reinen Wassers anzusehen. Endlich hat auch Hr. Paschen, der Wasserschichten von vier verschiedenen Dicken benutzte, offenbar nur auf die Ermittelung der örtlichen Lagen der Banden im Spectrum zwischen 1,3 und 8,5 μ Werth gelegt, da er nur Energiecurven mittheilt und — mit einer einzigen Ausnahme — nicht alternierend beobachtet hat.

Die Kenntniss der Absorptionsspectra hat in neuerer Zeit ein erhöhtes Interesse gewonnen infolge der Erschliessung des ultrarothen Spectralbereiches durch Ausbildung der bolometrischen Methode. Julius hat (l. c.) gezeigt, dass uns durch exacte Forschungen auf diesem Gebiete ein tieferer Einblick in intramoleculare Verhältnisse gewährt werden kann. In dieser Beziehung haben wir sicherlich weitere interessante Aufschlüsse zu erwarten durch die Untersuchung der Absorptionsspectra von Salzlösungen. Es ist daher wünschenswerth, dass sowohl qualitativ wie quantitativ zunächst die spectrale Vertheilung der Absorption des Wassers als des wichtigsten Lösungsmittels mit möglichster Genauigkeit festgestellt werde. Dies ist der Zweck der im folgenden mitgetheilten Untersuchungen, welche sich über den Spectralbereich von 0,45 bis 8,5 μ erstrecken unter Variation der Dicke der Wasserschichten im Verhältniss von 1 zu 100000.[1]) Es wurde dabei ausschliesslich die bolometrische Beobachtungsmethode benutzt.

1) Im ultravioletten Spectralgebiet ist Wasser bekanntlich einer der durchlässigsten Körper und beginnt erst bei ca. 0,2 μ merklich zu absorbiren. Vgl. H. Th. Simon, Wied. Ann. **53**, p. 542. 1894.

2) Allgemeine Versuchsanordnung.

Ich gehe zunächst an die Beschreibung der Versuchsanordnung, deren ich mich innerhalb des Bereiches von 0,7 bis 8,5 μ bediente. Die Abänderungen, die für das Gebiet kürzerer Wellen getroffen wurden, sollen weiter unten an geeigneter Stelle mitgetheilt werden.

Von dem glühenden Zirkonplättchen Z (s. Fig. 1) eines Linnemann'schen Brenners wurde mittels einer Steinsalzlinse L ein reelles Bild auf den Spalt S des Spectralapparates geworfen, sobald ein im Wege der Strahlung befindlicher Fallschirm F aufgezogen war. Das Oeffnen und Schliessen dieses Schirmes konnte vom Beobachtungsplatze am Fernrohr aus besorgt werden. Vor dem Spalt befand sich ein Stativ mit vertikalen Führungen VV. Zwischen den letzteren war eine geschwärzte Messingplatte verschiebbar, die in der Mitte einen kreisrunden Ausschnitt hatte und zu beiden Seiten desselben mit Metallfedern versehen war. Es konnte nun eine zweite mit Ausschnitt versehene Messingplatte, die ihrerseits das Absorptionsgefäss A trug, in der Weise eingeschaltet werden, dass sie von den Federn fest gegen die erste Platte gepresst wurde und daher mit dieser zusammen auf- und niedergleiten konnte. Das eigentliche Absorptionsgefäss befand sich dann gerade vor dem Ausschnitt der Platte, und das Ganze war so justiert, dass, wenn die letztere vollständig herabgelassen war, die Axe des ankommenden Strahlenbündels mit der Mittellinie des Absorptionsgefässes zusammenfiel. Von der verschiebbaren Messingplatte führte eine Schnur über leichtbewegliche Rollen nach dem Beobachtungsplatze, mit deren Hülfe von hier aus die zu untersuchenden Wasserschichten nach Belieben in den Strahlengang ein- und ausgeschaltet werden konnten. Vor dem Collimator-

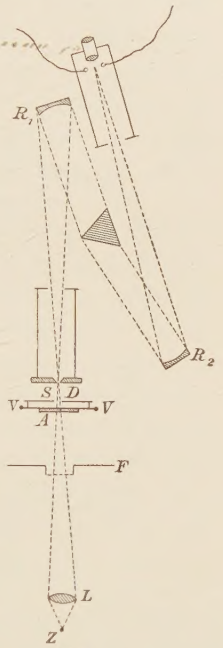

Fig. 1.

spalte befand sich schliesslich noch ein Diaphragma D von passender Grösse, damit nach Einschaltung des Absorptionsgefässes auch wirklich ein Strahlenbündel von gleichem Durchmesser wie vorher auf den Spalt gelangte.

Das Spectrometer (von Schmidt und Hänsch) war mit Spiegeleinrichtung R_1, R_2 versehen und ebenso wie die übrigen schon genannten Apparate auf einem gemauerten Pfeiler justiert. Das Bolometer bestand aus drei berussten, flach gehämmerten Eisendrähten von je 1,5 cm Länge, die nebeneinander ausgespannt waren, und hatte einen Widerstand von 13 Ohm; seine scheinbare Breite im Spectrum betrug 3 Minuten. Das von mir benutzte Galvanometer Du Bois-Rubens'scher Construction [1]) hatte eine Empfindlichkeit von $6 \cdot 10^{-11}$ Ampère pro Scalentheil bei einer Schwingungsdauer von 10 Secunden. Die Scala befand sich in 4 m Abstand vom Galvanometer. Die Empfindlichkeit des Bolometers wurde im allgemeinen so geregelt, dass ein Galvanometerausschlag von 1 Scalentheil einer Temperaturänderung um $3 \cdot 10^{-5}$ Grad Celsius entsprach, wobei die Intensität des Hauptstromes 0,04 Ampère betrug. Durch Einfügung von Widerstand in den Galvanometerzweig konnte die Empfindlichkeit, wo es erforderlich war, herabgesetzt werden, um die Ausschläge auf ein brauchbares Maas zu reducieren. Spectrometer sowie Stromzuführungen waren durch Metallschirme und Watteumhüllungen gegen äussere Temperaturschwankungen geschützt.

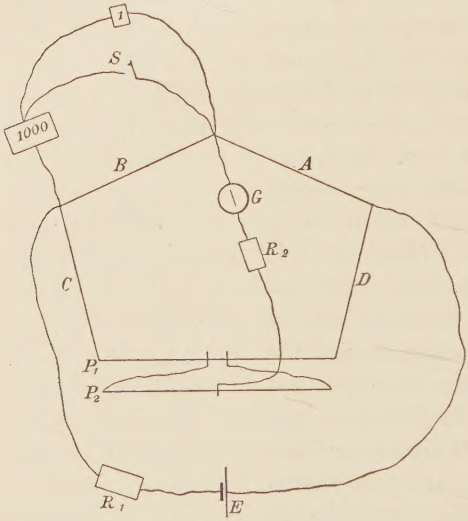

Fig. 2.

1) H. E. J. G. du Bois u. H. Rubens, Wied. Ann. **48.** p. 236. 1893.

Die Anordnung der Stromleitungen ist in Fig. 2 schematisch dargestellt. Hinter dem Accumulator E ist ein Stöpselrheostat R_1 behufs Regulierung der Stromintensität eingeschaltet Die vier Zweige A, B, C, D der Wheatstone'schen Combination haben alle den gleichen Widerstand von 13 Ohm. Der Zweig A ist in derselben Weise hergestellt wie das Bolometer B und in üblicher Weise in eine Dose eingeschlossen, die in der Mitte einen Ausschnitt enthält zur Aufnahme des Bolometers selbst. Die beiden Abgleichungsdrähte P_1 und P_2 befinden sich sammt den Widerständen C und D in einem Holzkasten. Die Einstellung der Brücke erfolgt mittels einer Schnur von aussen her. An dem Bolometer ist noch eine Nebenschaltung von 1000 Ohm Widerstand angebracht, um die Empfindlichkeit jederzeit controlliren zu können [1]); zu dem Ende kann der Widerstand dieses Nebenschlusses mit Hülfe des Schlüssels S noch um 1 Ohm variirt werden.

Was die Prismen betrifft, so bediente ich mich für das langwellige Spectrum eines solchen aus Flussspath, dessen Einstellungen ich die neuesten Dispersionsbestimmungen von Hrn. Paschen [2]) zu Grunde legte. Für den Bereich von 0,7 bis 2,7 μ benutzte ich ein Flintglasprisma, dessen Dispersion kürzlich von Hrn. Rubens [3]) festgestellt worden ist. In den beiden eben genannten Arbeiten sind die Brechungsexponenten als Functionen der Wellenlängen und Minimalablenkungen gegeben. Da sich an meinem Spectrometer aber keine Vorrichtung befand, die das Prisma selbstthätig immer in die Minimumstellung brachte, so konnte ich für meine Einstellungen von jenen Angaben diejenigen der Ablenkungen nicht verwerthen.

Beim Beginn einer jeden Versuchsreihe wurde das Bolometer mittels des Oculars so eingestellt, dass die D-Linie in der Minimumstellung auf den Bolometerstreifen fiel, wobei der Collimatorspalt so weit geöffnet wurde, dass beide sich vollkommen deckten, die D-Linie also auch in einer scheinbaren Breite von 3 Minuten erschien. Bei $\lambda = 6{,}4\ \mu$ wurde dann allerdings die Energie der Strahlung zu gering, so dass ich

1) Vgl. H. Rubens u. R. Ritter, Wied. Ann. **40.** p. 62. 1890.
2) F. Paschen, Wied. Ann. **53.** p. 324. 1894.
3) H. Rubens, Wied. Ann. **53.** p. 267. 1894.

von hier an die Spaltbreite vergrössern musste. Da nun die D-Linie in der Minimumstellung fixiert wurde, so berechnete sich der Austrittswinkel aus dem Prisma für Strahlen von der Wellenlänge λ_D und zugleich der Einfallswinkel für sämmtliche Strahlen aus der bekannten Gleichung

$$i = \text{arc sin}\left(n_D \sin\frac{\varphi}{2}\right),$$

worin unter φ der brechende Winkel des Prismas und unter n_D der Brechungsexponent der Natriumlinie zu verstehen ist. Nun besteht zwischen dem Einfallswinkel i, dem Austrittswinkel i', dem brechenden Winkel φ und dem Brechungsexponenten n für einen Strahl beliebiger Wellenlänge die Beziehung

$$i' = \text{arc sin}\left(\sin\varphi\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \cos\varphi \sin i\right).$$

Nach dieser Formel wurde i' mit Hülfe der Paschen'schen und Rubens'schen Dispersionsbestimmungen als Function der Wellenlänge berechnet. Unter der Ablenkung δ ist im folgenden immer die Differenz $i - i'$ zu verstehen, d. i. also die Ablenkung von der in Minimalstellung befindlichen D-Linie.

Sämmtliche Messungen wurden alternierend ausgeführt, und zwar derart, dass zuerst für die direkte Strahlung, dann zweimal nach Einschaltung des Absorptionsgefässes und schliesslich nochmals für die direkte Strahlung der Ausschlag abgelesen wurde. Aus je zwei zusammengehörigen Werthen wurde dann das Mittel genommen. Im folgenden sollen nun die verschiedenen Absorptionsspectra der von mir untersuchten Wasserschichten einzeln mitgetheilt werden. Es ist noch zu bemerken, dass ausschliesslich destillirtes Wasser von etwa 18° C. verwandt wurde.

3. Spectra einiger Wasserschichten von verschiedener Dicke.

a) Schichtdicke $d = 0{,}001$ cm.

Mit der dünnsten Schicht von $^1/_{1000}$ cm wurde das Gebiet von $\lambda = 1{,}6 - 8{,}5\ \mu$ untersucht. Es wurde also zur Erzeugung des Spectrums das Flussspathprisma in Anwendung gebracht. Das Absorptionsgefäss war folgendermaassen einge-

richtet (s. Fig. 3): Eine geschwärzte Messingplatte P mit kreisendem Ausschnitt von 24 mm Durchmesser trug oberhalb des letzteren ein ringförmiges Ansatzstück R, das eine lichte Weite von 27 mm besass und aussen mit einem Gewinde versehen war. So entstand im Innern der Bohrung eine kreisrunde Auflage für eine 4 mm dicke Flussspathplatte a, auf welcher ein Staniolring von 0,001 cm Dicke lag. Auf die Fluoritplatte a wurde nun ein Wassertropfen gebracht, dann eine zweite ebensolche Platte b von gleichen Dimensionen darüber gelegt, und das Ganze schliesslich durch eine Mutter M verschraubt. Zwischen den Flussspathplatten und den Metallauflagen befanden sich noch Kautschukringe, um das System so fest als möglich aneinander pressen zu können, ohne die Platten zu verletzen. Die letzteren waren von tadelloser Klarheit und in der Werkstätte von Zeiss in Jena vollkommen eben geschliffen.

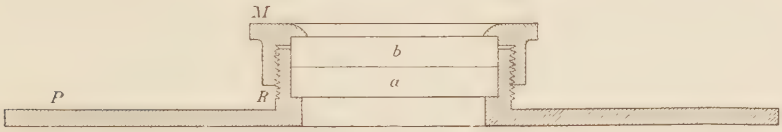

Fig. 3.

Die Dicke des sorgfältig geglätteten Stanniolringes war durch Wägung verschiedener Stücke eines grösseren Blattes, aus welchem derselbe herausgeschnitten war, festgestellt, wobei sich für alle eine gleiche Dicke ergab. Die Beobachtungen, die nach Erneuerung des Stanniolringes wiederholt wurden, zeigten daher auch vollkommene Uebereinstimmung mit den vorangegangenen Messungen. Ich konnte mich nun also wohl darauf verlassen, thatsächlich eine gleichmässige Wasserschicht von 0,001 cm zwischen den Flussspathplatten erhalten zu haben. Das Wasser hielt sich dort mehrere Tage lang, und während einer Versuchsreihe wurde immer von Zeit zu Zeit controllirt, ob auch das ganze Quantum noch vorhanden war, was sich im reflectierten Licht sofort zu erkennen gab.

Die Messung des Intensitätsverlustes durch das leere Absorptionsgefäss ergab bis etwa 7,5 μ den aus der Formel

$$\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$$

für die Schwächung infolge viermaliger Reflexion an den Grenzflächen zwischen Flussspath und Luft zu erwartenden Werth. Hiernach wurden die beobachteten Werthe corrigiert, selbstverständlich unter Berücksichtigung des Umstandes, dass für das gefüllte Gefäss lediglich zwei Reflexionen in Betracht kommen, da die Brechungsexponenten von Fluorit und von Wasser nur sehr wenig von einander abweichen. Von ca. 7,5 μ an zeigte sich noch eine geringe mit wachsender Wellenlänge zunehmende Absorption des Flussspaths[1]), die bei der Correction dann gleichfalls in Rechnung gezogen wurde.

Es wurde hier, ebenso wie in den drei folgenden Versuchsreihen, immer von zwei zu zwei Minuten, vielfach auch von Minute zu Minute beobachtet. In dieser Weise wurde das ganze Spectrum von 1,6 — 8,5 μ dreimal durchlaufen, derart, dass schliesslich in Abständen von einer Minute an allen Punkten — zum grössten Theil mehrfach — Messungen stattgefunden hatten. Die drei Beobachtungsreihen wurden nun — soweit wiederholte Beobachtungen vorlagen, unter Benutzung des arithmetischen Mittels — zu einer Reihe zusammengefasst. Waren die Beobachtungen in den einzelnen Versuchsreihen nicht genau an den gleichen Stellen des Spectrums vorgenommen, so bediente ich mich, um dennoch für dieselben Punkte vergleichbare Messungen zu haben, der graphischen Interpolation. Aus den so erhaltenen Zahlen ging dann die endgültige Reihe hervor, deren numerische Werthe für die *procentischen Absorptionen A* in der Tabelle I bis auf halbe Procente wiedergegeben sind.

Die Zahlen A ergeben sich aus den direct beobachteten Ausschlägen in folgender Weise: Wenn das Gefäss mit dem absorbirendenMedium sich nicht in dem Wege der Strahlung befindet, so fällt die Intensität i auf den Spalt des Collimators; ist es dagegen in den Strahlengang eingeschaltet, so gelangt nur noch die geringere Intensität i' an die gleiche Stelle. Zum Bolometer gelangen in beiden Fällen die bez. Intensitäten $k\,i$ und $k\,i'$, wenn unter k ein besimmter echter Bruch verstanden wird, da ja innerhalb des Apparates, z. B. durch Reflexion

1) Vgl. auch W. H. Julius, l. c., F, Paschen, Wied. Ann. **53**. p. 333. 1894.

an dem Prisma ein gewisser Verlust stattfindet. Die entsprechenden, den Intensitäten proportionalen Galvanometerausschläge seien bez. α und α'. Dann ist

(1) $$ki = c\alpha \quad \text{und} \quad ki' = c\alpha'$$

also

(2) $$i = C\alpha \quad \text{und} \quad i' = C\alpha'.$$

Durch Einschaltung des gefüllten Absorptionsgefässes findet ein Intensitätsverlust statt, der sich in Procenten aus der Formel

(3) $$p = 100\frac{i - i'}{i}$$

ergiebt und direct aus den Galvanometerausschlägen zu entnehmen ist. Denn es folgt aus (3) und (2):

(4) $$p = 100\frac{C\alpha - C\alpha'}{C\alpha}$$

also

(5) $$p = 100\,\frac{\alpha - \alpha'}{\alpha}$$

An den so berechneten Grössen p wurden jetzt nur noch die nöthigen Correctionen angebracht, von denen vorher (p. 12) die Rede war; dann ergaben sich die im Folgenden unter A verzeichneten Werthe für die procentischen Absorptionen.

Die Genauigkeit ist natürlich entsprechend der variabeln Energie der Strahlung an den verschiedenen Stellen des Spectrums eine verschiedene. Doch dürfte der Fehler an den Stellen der starken Absorptionsmaxima $^1/_2$ Proc. nicht übersteigen. Auf der beigegebenen Tafel, Fig. 1, ist die Absorption A als Function der Ablenkung δ und in Fig. 4, Curve a als Function der Wellenlänge λ (μ) dargestellt.

Tabelle I.

δ	λ	A	δ	λ	A
0° 40′	1,64	2	1° 1°	2,47	11
43	1,77	2	4	2,58	15
46	1,88	6,5	7	2,68	29,5
49	2,005	9,5	10	2,77	62
52	2,13	6	13	2,86	86,5
55	2,25	6	16	2,94	92,5
58	2,36	7	19	3,02	93,5

δ	λ	A	δ	λ	A
1° 22′	3,105	93	4° 1′	6,135	91
25	3,19	92,5	4	6,18	88,5
28	3,27	88	7	6,22	86
31	3,35	74,5	10	6,265	83
34	3,425	56,5	13	6,31	79,5
37	3,50	39	16	6,35	77,5
40	3,58	28	19	6,39	74,5
43	3,65	23	22	6,43	70
46	3,72	19	25	6,47	66
49	3,79	19	28	6,505	64,5
52	3,86	19	31	6,54	62
55	3,93	18,5	34	6,58	62
58	4,00	20	37	6,62	61
2 1	4,07	21	40	6,66	60
4	4,14	22	43	6,695	59,5
7	4,21	22,5	46	6,73	58
10	4,28	25	49	6,765	58,5
13	4,34	28,5	52	6,80	58
16	4,40	33	55	6,84	57,5
19	4,46	34,5	58	6,88	57,5
22	4,52	37,5	5 1	6,92	56
25	4,58	40,5	4	6,955	56,5
28	4,64	41,5	7	6,99	56
31	4,70	42	10	7,025	56
34	4,75	41,5	13	7,06	56
37	4,80	41	16	7,10	56
40	4,86	39	19	7,135	56
43	4,92	37,5	22	7,17	56
46	4,97	35,5	25	7,205	56
49	5,02	34,5	28	7,24	56
52	5,07	30	31	7,275	57
55	5,12	29	34	7,31	56,5
58	5,17	29	37	7,345	56
3 1	5,22	28	40	7,38	55,5
4	5,27	26,5	43	7,41	54,5
7	5,32	27,5	46	7,44	55,5
10	5,37	28,5	49	7,475	55
13	5,42	29	52	7,51	55
16	5,47	28,5	55	7,545	55,5
19	5,515	30,5	58	7,58	54,5
22	5,56	33	6 1	7,615	54
25	5,605	34,5	4	7,65	53,5
28	5,65	36	7	7,68	54,5
31	5,695	43	10	7,71	54,5
34	5,74	49,5	13	7,745	54
37	5,78	56	16	7,78	54
40	5,825	64,5	17	7,81	53,5
43	5,87	72,5	22	7,845	53,5
46	5,915	79	25	7,88	54
49	5,96	83,5	28	7,91	53,5
52	6,005	88	31	7,94	50
55	6,05	90,5	34	7,97	52
58	6,09	92	37	8,00	53,5

δ	λ	A	δ	λ	A
6° 40′	8,03	54	7° 4′	8,28	53,5
43	8,065	54,5	7	8,31	53
46	8,10	54	10	8,34	52
49	8,13	53,5	13	8,37	50
52	8,16	54,5	16	8,40	50
55	8,19	52	19	8,43	53
58	8,22	51	22	8,46	52,5
7 1	8,25	52	25	8,49	51,5

Es zeigen sich im ganzen vier Maxima der Absorption. Das wenig intensive in der Gegend von $\delta = 0^0\,49'$ möge erst später genau fixiert werden. Die erste sehr starke breite Bande hat ihr Maximum bei 3,06 μ, d. h. sicherlich zwischen 3,02 und 3,10 μ. Hr. Paschen fand diese Bande bei 2,916, 2,975, 3,024 μ mit Wasserschichten von ungefähr 0,001 — 0,002, 0,003 und 0,008 cm Dicke. Eine schwächere Bande findet sich bei 4,70 μ — nach Paschen 4,741, 4,729, 4,684 — und endlich noch eine starke schmale Bande bei 6,10 μ. Die Lage der letzteren gibt Hr. Paschen bei 6,061 μ an. Bei 3,89 und 5,27 μ liegen Minima der Curve, und von ca. 6,7 μ an tritt eine allgemeine Absorption von 50—60 Proc. ein. Nahe bei 8 μ liegen möglicherweise noch einige schwache Maxima. Indessen sind hier die Beobachtungsfehler schon recht gross, da die Energie sehr schnell abnimmt, so dass die Ausschläge nur noch bis 8,5 μ eine zur Messung brauchbare Grösse behalten.

In der Gegend des zweiten und vierten Maximums beträgt die Schwächung der Intensität mehr als 90 Proc. In Anbetracht der geringen Schichtdicke von $^1/_{1000}$ cm ergeben sich daher für die entsprechenden Wellenlängen schon ziemlich hohe Werthe der Absorptionscoefficienten. Man könnte deswegen vielleicht vermuthen, dass hierin noch eine Fehlerquelle enthalten sei. Für stark absorbirende Medien ist nämlich die relative Intensität der reflectirten Strahlung bei senkrechter Incidenz durch die Beer'sche Gleichung gegeben:

$$\frac{(n-1)^2 + \varkappa^2}{(n+1)^2 + \varkappa^2},$$

worin $\varkappa$ das Absorptionsvermögen der betreffenden Substanz für eine bestimmte Wellenlänge charakterisirt. Würde nun an der Oberfläche des Wassers für die in Frage kommenden

Schwingungen bereits eine metallische Reflexion stattfinden, so hätte dies zur Folge, dass die wahren Absorptionswerthe etwas geringer wären, als oben angegeben. Die zahlenmässige Berechnung der Coefficienten $\varkappa$ ergiebt indessen, dass man in unserem Falle $\varkappa^2$ gegen $(n-1)^2$, bez. $(n+1)^2$ überall vernachlässigen kann.

Mit diesen Ergebnissen der Theorie standen auch einige diesbezügliche Versuche im Einklang: Ich liess die Strahlung des Linnemann'schen Brenners zunächst von einem Silberspiegel reflectiren und auf diesem Umwege erst auf den Collimatorspalt gelangen. Für diese reflectirte Strahlung wurde nun die vollständige Energiecurve festgestellt. Hierauf wurde der Silberspiegel durch ein mittels meiner Flussspathplatten verschlossenes Gefäss ersetzt, dass mit Wasser gefüllt war und eine Länge von 1 cm hatte, sodass durch Reflexion an den hinteren Grenzflächen keine Strahlen der hier in Betracht kommenden Wellenlängen zum Spectrometer gelangen konnten. Wiederum wurde die Curve der reflectirten Energie aufgenommen. Aus dem Vergleich der beiden Beobachtungsreihen ging nun hervor, dass im zweiten Falle eine merkliche Reflexion an allen Stellen des Spectrums nur an der vorderen Flussspathplatte stattgefunden hatte, da die beiden Curven einen vollkommen parallelen Verlauf zeigten.

b) Schichtdicke $d = 0{,}005$ cm.

Da die Untersuchung einer 0,005 cm dicken Wasserschicht nach Ermittelung des soeben beschriebenen Spectrums nur für den Bereich kürzerer Wellenlängen von Interesse war, so benutzte ich hier bereits das obenerwähnte Prisma aus schwerem Silicatflint in Rücksicht auf die starke Dispersion desselben in jenem Gebiete. Das von ihm entworfene Spectrum erstreckt sich von $0{,}7-2{,}7\ \mu$ über einen Bereich von $4^0\,32'$. In Anbetracht dessen gebe ich hier in Tabelle II, wie auch in den beiden nächstfolgenden Beobachtungsreihen, um die Zahlen nicht zu häufen, die Absorptionswerthe im allgemeinen nur von 5 zu 5 Minuten an, wiewohl die Messungen in geringeren Intervallen stattfanden. Die mitgetheilten Zahlen sind aus sämmtlichen beobachteten in analoger Weise hervorgegangen wie bei den Beobachtungen mit der 0,001 cm dicken

Schicht. Die negativen Zahlen sind natürlich auf Beobachtungsfehler zurückzuführen; sie ergaben sich in der Weise, dass an jenen Stellen von dem gemessenen procentischen Intensitätsverlust die Anzahl Procente abgezogen sind, die infolge der Reflexion subtrahirt werden müssen, wenn die thatsächliche Wasserabsorption gleich Null ist.

Das Absorptionsgefäss war das frühere mit der einzigen Abänderung, dass zwischen den beiden Flussspathplatten jetzt fünf Stanniolringe von je 0,001 cm Dicke übereinanderlagen.

In der Tabelle II sind ausser den hier bereits in Betracht kommenden auch diejenigen Angaben für die Dispersion des Flintglasprismas enthalten, welche erst später gebraucht werden. Die graphische Darstellung des Absorptionsverlaufes findet sich in Fig. 2, Curve *a* und in Fig. 4, Curve *b*.

Tabelle II.

δ	λ	A	δ	λ	A
1° 0′	0,670	—	2° 55′	1,008	−0,5
12	0,690	—	56	1,014	—
20	0,705	—	58	1,023	—
23	0,710	—	3 0	1,035	1,5
25	0,715	—	5	1,063	0,5
30	0,723	—	10	1,095	−0,5
34	0,730	—	15	1,127	−1
35	0,732	—	20	1,162	−0,5
40	0,742	—	25	1,205	−1
44	0,750	—	27	1,224	—
45	0,753	—	29	1,243	—
50	0,766	—	30	1,252	1
52	0,770	—	31	1,262	—
55	0,780	—	33	1,281	—
59	0,790	—	35	1,300	−0,5
2 0	0,793	−0,5	40	1,350	0,5
5	0,806	−0,5	45	1,400	11
6	0,810	—	49	1,440	14.5
10	0,822	−1	50	1,450	16,5
12,5	0,830	—	52	1,470	17
15	0,838	1	55	1,500	17,5
18,5	0,850	—	57	1,520	16
20	0,855	−0,5	4 0	1,550	12,5
25	0,872	−1	5	1,602	10
30	0,890	−0,5	10	1,655	7,5
35	0,912	1,5	15	1,708	5,5
40	0,935	1	20	1,762	8
45	0,958	1	25	1,816	11,5
50	0,980	0	30	1,870	29
52	0,990	—	32	1,891	39
54	1,002	—	35	1,924	45

δ	λ	A	δ	λ	A
4° 38′	1,956	46	5° 15′	2,368	26,5
40	1,978	42,5	20	2,420	36
45	2,034	27,5	25	2,470	43,5
50	2,090	19	30	2,520	46
55	2,147	13	35	2,570	53
5° 0	2,203	14	40	2,618	66,5
5	2,259	15,5	45	2,665	83
10	2,315	19	50	2,711	88

Wie man sieht, ist hier bis 1,35 μ von einer merklichen Absorption noch nichts wahrzunehmen. Bei 1,50 μ findet sich eine breitere und bei 1,94 eine schmalere Bande. Die letztere trat mit geringerer Deutlichkeit schon in der Curve der 0,001 cm dicken Schicht auf. Hr. Paschen gibt für die Lagen dieser beiden Banden die Wellenlängen 1,513 und 2,055 μ an. Meine Curve zeigt bei 2,5 μ noch einen schwachen Knick, der bei mehrmaliger Wiederholung der Beobachtungen in dieser Gegend stets wieder erschien.

c) Schichtdicke $d = 1$ cm.

Das Absorptionsgefäss bestand aus einem Glasrohr von 1 cm Länge, dessen Enden vollkommen eben abgeschliffen waren, und welches durch zwei Glasplatten verschlossen wurde. Das Ganze wurde auf eine geschwärzte, mit kreisförmigen Ausschnitt versehene Messingplatte aufgekittet. Die Untersuchung des leeren Gefässes ergab in dem hier untersuchten Spectralbereiche wegen einer geringen Absorption des Glases einen etwas grösseren Intensitätsverlust, als infolge der Reflexion allein zu erwarten war. Hiernach sind die beobachteten Werthe corrigirt unter Berücksichtigung der Differenz des Betrages, der sich für die Schwächung infolge der Reflexion ergeben muss, wenn das Gefäss mit Wasser statt mit Luft gefüllt ist.

Die Ergebnisse der Messungen sind in der Tabelle III, in Fig. 2, Curve *b*, und Fig. 4, Curve *c* wiedergegeben. Die zu den Ablenkungen gehörigen Wellenlängen sind für die Tabellen III und IV aus der Tabelle II zu entnehmen.

Tabelle III.

δ	A	δ	A	δ	A	δ	A
1° 20′	2	2° 10′	1,5	2° 54′	34,5	3° 27′	69,5
25	2,5	15	2,5	55	34	29	70,5
30	1,5	20	4	56	32,5	31	70
35	2,5	25	5,5	58	30	33	69
40	3,5	30	6	3 0	27	35	70
45	4	35	7,5	5	17,5	40	80
50	4	40	10,5	10	16,5	45	95,5
55	3,5	45	21,5	15	26,5	50	100
2 0	3	50	33	20	52		
5	1,5	52	34	25	68,5		

Wir finden hier drei Maxima: bei 0,77, 1,00 und 1,25 μ. Nach der letzten dieser drei Erhebungen senkt sich die Curve nur um einen sehr geringen Betrag wieder herab, um dann entsprechend dem Absorptionsverlauf der 0,005 cm dicken Schicht rasch bis 100 Proc. anzusteigen. In dem hier untersuchten Spectralgebiete können von älteren Arbeiten nur die Beobachtungen H. Becquerel's zum Vergleiche herangezogen werden. Von den drei von ihm mit A', A'', A''' bezeichneten Absorptionsstreifen stimmt die Lage der beiden letzteren einigermaassen mit den Banden bei 1,00 und 1,25 μ überein.

d) Schichtdicke $d = 5$ cm.

Die Einrichtung des Absorptionsgefässes war die nämliche wie im zuletzt beschriebenen Falle; nur war das Glasrohr von 1 cm Länge durch ein solches von 5 cm ersetzt.

Tabelle IV, Curve *c*, Fig. 2, sowie Curve *d*, Fig. 4, enthalten die Resultate meiner Beobachtungen.

Tabelle IV.

δ	A	δ	A	δ	A	δ	A
1° 0′	2	2° 6′	11	2° 45′	71	3° 0′	75,5
12	3	12,5	17,5	50	86,5	5	62,5
23	6	18,5	17,5	52	87,5	10	61
34	10,5	25	22	54	87,5	15	76,5
44	13	30	25,5	55	87	20	95
52	14	35	33	56	85,5	25	100
59	10,5	40	45,5	58	81		

Wie zu erwarten war, zeigt die Absorption hier den gleichen Verlauf wie bei der Wasserschicht von 1 cm. Zufolge der grösseren Schichtdicke besitzen natürlich die entsprechenden Zahlen sämmtlich wesentlich höhere Werthe und die Curve

erreicht demgemäss auch früher ihr Ende. Zum Vergleich sind in die Curve *b* der Fig. 2 der vorhergehenden Beobachtungsreihe diejenigen Werthe hineingezeichnet, welche sich durch Rechnung aus den mit der 5 cm dicken Wasserschicht gefundenen Zahlen für die Absorption der Schicht von 1 cm ergeben. Absorbirt ein Körper nämlich in einer Schicht von der Dickeneinheit von der ankommenden Strahlung J die Menge qJ, so absorbirt eine Schicht desselben Körpers von der Dicke d die Intensität QJ, wobei

$$Q = 1 - (1 - q)^d$$

ist. Setzt man nun $Q = A/100$ und $q = a/100$, so sind unter A und a die absorbirten Procente zu verstehen, und es ist

$$a = 100\left(1 - \sqrt[d]{1 - \frac{A}{100}}\right).$$

Nach dieser Formel sind die betreffenden Grössen berechnet, indem $d = 5$ gesetzt wurde. Diese Werthe sind in der Curve *b*, Fig. 2, durch kleine Kreise dargestellt zum Unterschiede von den beobachteten Werthen. Die Uebereinstimmung zwischen beiden ist eine vollkommen befriedigende.

e) Schichtdicke $d = 100$ cm.

Zur bolometrischen Untersuchung der Absorption im Bereiche kürzerer Wellenlängen reichte die bisher von mir benutzte Spectraleinrichtung nicht mehr aus, da die zum Bolometer gelangende Energie hier zu gering wurde. Hr. Rubens stellte mir daher in liebenswürdigster Weise ein in seinem Besitze befindliches Spectrometer von erheblich grösseren Dimensionen zur Verfügung. Dasselbe besass Objective von 5,3 cm Durchmesser bei einer relativ kurzen Brennweite von 35 cm. Zur Erzeugung des Spectrums wurde ein grosses Flintglasprisma von 7,5 cm Seite benutzt, dessen Dispersion durch Aufsuchen einer Anzahl sichtbarer Spectrallinien sowie des in den beiden vorhergehenden Beobachtungsreihen bei 1,00 μ constatirten Wasserabsorptionsstreifens festgestellt wurde. Das Bolometer war ebenfalls ein anderes, und zwar bestand es aus einem einzigen flach gehämmerten Eisendraht. Es nahm im Spectrum einen Raum von nur 30 Sec. ein.

Der Collimatorspalt des Spectrometers war bilateral regulirbar. Seine Breite betrug 0,2—1 mm, je nachdem im rothen oder blauen Spectralgebiete beobachtet wurde.

Das Absorptionsgefäss bestand aus einer Glasröhre von 1 m Länge und 6 cm Weite, die an den Enden durch ebene Glasplatten verschlossen und in der Mitte mit einem Ansatzrohr zum Einfüllen des Wassers versehen war. Die Absorptionsröhre ruhte auf zwei gabelförmigen Stützen, während das Ansatzrohr sich gegen ein ebenso geformtes Widerlager lehnte. Auf diese Weise war auch hier die Möglichkeit gegeben, alternirend zu beobachten, da man auch bei dieser Anordnung sich darauf verlassen konnte, dass sich das Gefäss jedesmal an der gleichen Stelle befand, wenn man es nach der Entfernung aus dem Strahlengange wieder in denselben einschaltete. Um die Reflexionen an den Rohrwänden zu vermeiden, wurden die Strahlen, bevor sie die Wasserschicht durchliefen, durch eine Linse parallel gemacht und nach ihrem Austritt durch eine zweite Linse, vor der sich noch ein Diaphragma von ca. 3 cm Durchmesser befand, auf dem Collimatorspalte zur Vereinigung gebracht. Durch diese Art der Concentration wurde ferner bewirkt, dass das Einschalten der 100 cm dicken Wasserschicht den Strahlengang in keiner Weise störte.

Die Strahlen hatten vor ihrer Vereinigung auf dem Collimatorspalte noch ein kleines Gefäss zu passiren, welches aus planparallelen Crownglaswänden bestand und gleichfalls mit Wasser gefüllt war. Dieses Gefäss hatte den Zweck, die ungemein starke ultrarothe Strahlung der Zirkonlampe zu beseitigen, welche leicht durch diffuse Reflexion im Innern des Spectrometers eine Verunreinigung des relativ schwachen sichtbaren Spectralbereichs herbeiführen kann. Da das Gefäss permanent in den Strahlengang eingeschaltet war, so war seine selective Absorption innerhalb des durchmessenen Spectrums ohne Einfluss auf die Versuchsergebnisse, wie aus den auf p. 13 entwickelten Formeln zu ersehen ist.

Das Absorptionsspectrum ist in Tabelle V, in Fig. 3 und Fig. 4, Curve *e* wiedergegeben. Eine zweite, mit etwas veränderter Justirung ausgeführte Versuchsreihe ergab bis auf ca. 1 Proc. die nämlichen Resultate.

Die Ablenkungen δ sind hier von der Einstellung auf $\lambda = 0{,}450\ \mu$ an gezählt. Die Beobachtungen geschahen im allgemeinen in Intervallen von $0{,}0125\ \mu$. Auch hier sind die gemessenen Intensitätsverluste nach Beobachtungen mit leerem Rohre corrigirt.

Tabelle V.

δ	λ	A	δ	λ	A
0° 0′	0,4500	2	2° 36,5′	0,6375	20,5
33	0,4750	2	43	0,6500	22,5
1 1,5	0,5000	2	48,5	0,6625	24,5
15	0,5125	2,5	53,5	0,6750	28
26,5	0,5250	1,5	58,5	0,6875	31
36,5	0,5375	0,5	3 2,5	0,7000	42,5
47,5	0,5500	3,5	7	0,7125	57
57	0,5625	3	11	0,7250	75
2 4,5	0,5750	2	14,5	0,7375	89
11,5	0,5875	5	18,5	0,7500	91
18,5	0,6000	15	24,5	0,7750	91
25	0,6125	17,5	29,5	0,8000	87
31,5	0,6250	20			

Bis $\lambda = 0{,}5750\ \mu$ ist die Absorption nur unbedeutend; von 0,5750—0,6000 μ nimmt sie bis 15 Proc. zu, steigt hierauf etwas langsamer, beginnt aber von 0,6875 μ an sehr schnell zu wachsen. Bei 0,77 μ zeigt sich wieder das bereits mit den Schichten von 5 und 1 cm Dicke constatirte Maximum.

Der grösste Theil des hier untersuchten Gebietes fällt mit dem von Hüfner und Albrecht mittels einer Wasserschicht von 180 cm photometrisch durchmessenen Bereiche zusammen. Nach ihren Zahlen habe ich die entsprechenden Werthe für eine Schicht von 100 cm nach der Formel

$$a = 100\left(1 - \sqrt[1,8]{1 - \frac{A}{100}}\right)$$

(vgl. p. 20) berechnet und zum Vergleich als Kreise in Fig. 3 hineingezeichnet. Die so berechneten Grössen liegen sämmtlich etwas höher als die von mir beobachteten Werthe.[1]) Der Gang ist jedoch in beiden Fällen nahezu der gleiche.

1) Der Grund für diese Discrepanz ist vielleicht in dem Umstande zu suchen, dass die Hrn. Hüfner und Albrecht bei ihren Versuchen als Absorptionsgefässe Messingröhren in Anwendung brachten, in welchen sich das Wasser jedenfalls nicht so rein und frei von jeder Trübung erhalten lässt, wie in Glasgefässen. Sehr geringe Trübungen sind aber in so grossen Schichtdicken schon von erheblichem Einfluss.

4. Uebersicht der Extinctionscoefficienten.

Ich fasse nunmehr sämmtliche Ergebnisse meiner bisher mitgetheilten Beobachtungen zusammen durch Angabe der Extinctionscoefficienten für das ganze von mir untersuchte Spectralgebiet (vgl. Tab. VI). Unter dieser Grösse verstehe ich den reciproken Werth der Schichtdicke in Centimetern, die ein Strahl bestimmter Wellenlänge durchlaufen muss, um auf $1/e$ seiner ursprünglichen Intensität geschwächt zu werden. Nach dieser Definition besteht zwischen dem Extinctionscoefficienten ε, der ankommenden Intensität J, der durchgelassenen Intensität J' und der Dicke d der an der betreffenden Spectralstelle untersuchten Wasserschicht die bekannte Beziehung

$$J' = J e^{-\varepsilon d},$$

woraus sich zur Berechnung von ε die Formel

$$\varepsilon = \frac{1}{d} \log \text{nat} \frac{J}{J'}$$

ergiebt. Da sich aber die procentische Absorption A allgemein zu

$$A = 100 \frac{J - J'}{J}$$

berechnet, so ergeben die früheren Tabellen die Quotienten J/J' nach der Gleichung

$$\frac{J}{J'} = \frac{100}{100 - A}.$$

Hüfner und Albrecht haben einige Werthe für den Extinctionscoefficienten nach der Definition

$$\varepsilon' = \frac{1}{d} \log \text{brigg} \frac{J}{J'}$$

angegeben. Diese Zahlen habe ich für die von mir gewählte Definition umgerechnet und zum Vergleich in der Tabelle VI mit angeführt.

Tabelle VI.

		Hüfner und Albrecht	
λ	ε	λ	ε
0,4500	0,00020	0,446 — 0,452	0,00028
0,4750	0,00020	0,465 — 0,471	0,00027
0,5000	0,00020	0,483 — 0,491	0,00037
0,5125	0,00025	0,502 — 0,510	0,00043
0,5250	0,00015	0,523 — 0,531	0,00045
0,5375	0,00005		
0,5500	0,00036	0,546 — 0,557	0,00075
0,5625	0,00030		
0,5750	0,00020	0,571 — 0,582	0,00114
0,5875	0,00051		
0,6000	0,00163	0,593 — 0,611	0,00250
0,6125	0,00192		
0,6250	0,00223	0,622 — 0,640	0,00282
0,6375	0,00229		
0,6500	0,00255		
0,6625	0,00281	0,658 — 0,671	0,00393
0,6750	0,00329		
0,6875	0,00371		
0,7000	0,00553		
0,7125	0,00844		
0,7250	0,0139		
0,7375	0,0221		
0,7500	0,0241		
0,7750	0,0241		
0,7900	0,0222		
0,8000	0,0204		
0,8100	0,0234		
0,830	0,0384		
0,850	0,0384		
0,872	0,0496		
0,890	0,0588		
0,912	0,080		
0,935	0,121		
0,958	0,248		
0,980	0,400		
0,990	0,416		
1,002	0,416		
1,008	0,408		
1,014	0,386		
1,023	0,332		
1,035	0,281		
1,063	0,196		
1,095	0,188		
1,127	0,290		
1,162	0,734		
1,205	1,155		
1,224	1,187		
1,243	1,221		
1,262	1,204		
1,281	1,171		

λ	ε	λ	ε	λ	ε
1,300	1,204	4,28	288	6,765	879
1,350	1,609	4,34	335	6,80	867
1,400	23,4	4,40	400	6,84	856
1,440	31,4	4,46	423	6,88	856
1,450	36,0	4,52	470	6,92	821
1,470	37,2	4,58	519	6,955	832
1,500	38,4	4,64	536	6,99	821
1,520	34,8	4,70	545	7,025	821
1,550	26,8	4,75	536	7,06	821
1,602	21,0	4,80	528	7,10	821
1,655	15,6	4,86	494	7,135	821
1,708	11,4	4,92	470	7,17	821
1,762	16,6	4,97	439	7,205	821
1,816	24,4	5,02	416	7,24	821
1,870	68,4	5,07	357	7,275	844
1,891	98,8	5,12	342	7,31	832
1,924	119,6	5,17	342	7,345	821
1,956	123,2	5,22	329	7,38	810
1,978	110,6	5,27	308	7,41	787
2,034	64,4	5,32	322	7,44	810
2,090	42,0	5,37	335	7,475	799
2,147	27,8	5,42	342	7,51	799
2,203	30,2	5,47	335	7,545	810
2,259	33,6	5,515	364	7,58	787
2,315	42,0	5,56	400	7,615	777
2,368	61,6	5,605	423	7,65	766
2,420	89,2	5,65	446	7,68	787
2,47	117	5,695	562	7,71	787
2,52	123	5,74	683	7,745	777
2,57	151	5,78	821	7,78	777
2,58	163	5,825	1036	7,81	766
2,62	219	5,87	1291	7,845	766
2,68	350	5,915	1561	7,88	777
2,77	968	5,96	1802	7,91	766
2,86	2002	6,005	2120	7,94	693
2,94	2590	6,05	2354	7,97	734
3,02	2733	6,09	2526	8,00	766
3,105	2659	6,135	2408	8,03	777
3,19	2590	6,18	2163	8,065	787
3,27	2120	6,22	1966	8,10	777
3,35	1366	6,265	1772	8,13	766
3,425	832	6,31	1585	8,16	787
3,50	494	6,35	1492	8,19	734
3,58	329	6,39	1366	8,22	713
3,65	261	6,43	1204	8,25	734
3,72	210	6,47	1079	8,28	766
3,79	210	6,505	1036	8,31	755
3,86	210	6,54	968	8,34	734
3,93	204	6,58	968	8,37	693
4,00	223	6,62	942	8,40	693
4,07	236	6,66	916	8,43	755
4,14	248	6,695	904	8,46	744
4,21	255	6,73	867	8,49	724

Zur Beurtheilung der Genauigkeit der in vorstehender Tabelle enthaltenen Angaben sei Folgendes bemerkt: Wenn man die Grössen A der früheren Tabellen, die der Berechnung der Extinctionscoefficienten zu Grunde gelegt sind, um 0,5 variirt, so ändern sich die Zahlen für ε überall in der Weise, dass höchstens die vorletzte Ziffernstelle um 1—2 Einheiten grösser oder kleiner wird. Nur für die Werthe von ε, die grösser sind als 1500, ist diese Aenderung etwas bedeutender und beträgt für den grössten Werth, nämlich $\varepsilon = 2733$, 8 Einheiten der vorletzten Stelle. Uebrigens variirt ε mit A um so schneller, je grösser A ist; dafür sind dann aber ceteris paribus die Beobachtungsfehler um so kleiner.

Wollte man den spectralen Verlauf der Extinctionscoefficienten nach der Tabelle VI graphisch darstellen und gäbe man in dieser Zeichnung dem kleinsten Werthe von ε (bei 0,5375 μ) die Länge von *1 Millimeter*, so müsste die Ordinate des stärksten Maximums (bei 3,02 μ) eine Länge von *54,65 Kilometern* erhalten.

Zweiter Theil.

Ueber die Durchlässigkeit der Augenmedien für rothe und ultrarothe Strahlen.

1. Aeltere Untersuchungen.

Unser Auge vermag in einem Spectrum im allgemeinen nur einen eng begrenzten mittleren Theil wahrzunehmen, während es für das ultrarothe und ultraviolette Gebiet unempfindlich ist. Der Unsichtbarkeit dieser Strahlen können zweierlei Ursachen zu Grunde liegen: entweder werden sie von den Medien des Auges, die sie durchdringen müssen, absorbirt, sodass sie überhaupt nicht bis zur Netzhaut gelangen, oder die Nervenfasern der letzteren können durch solche Aetherschwingungen nicht in Erregung versetzt werden.

Zur Erforschung der wahren Ursache der Erscheinung dient daher zunächst die Kenntniss des Absorptionsvermögens der Augenmedien. Es sind in dieser Beziehung auch bereits mancherlei Untersuchungen angestellt worden. Während es aber für die ultravioletten Strahlen durch die Beobachtungen

von Donders[1]) und die auf Veranlassung A. v. Graefe's ausgeführten Versuche von Kessler[2]) mit Sicherheit festgestellt worden ist, dass sie von den Augenmedien nur in geringem Maasse absorbirt werden, der Grund ihrer Unsichtbarkeit also in der Unempfindlichkeit der Netzhaut für sie zu suchen ist, so sind die älteren Forscher in Bezug auf das ultrarothe Gebiet zu theilweise sich widersprechenden Ergebnissen gelangt. E. Brücke[3]) sagt am Schlusse seiner ersten diesbezüglichen Arbeit — und in einer zweiten Untersuchung findet er dieses Resultat bestätigt —, „dass man sich jeder Hypothese, welche den Grund der Unsichtbarkeit dunkler Strahlen in der Nervenhaut sucht, füglich entschlagen kann. Denn es wird nach dem Angeführten wohl schwerlich noch jemand der Meinung sein, dass Strahlen von grösserer Wellenlänge als die der äussersten rothen Grenze zur Nervenhaut gelangen können". Cima[4]) und Janssen[5]) kamen im wesentlichen zu dem gleichen Resultate. Franz[6]) hingegen, welcher als erster über den genanten Gegenstand eigentliche Spectralbeobachtungen anstellte, gelangte zu der Schlussfolgerung: dass wir gezwungen sind, „den Grund der Unsichtbarkeit derjenigen Wärmestrahlen, welche eine geringere Brechbarkeit als die rothen Strahlen besitzen, in der Natur der Netzhaut zu suchen". In gleichem Sinne wurde die Frage noch von Tyndall[7]), Klug[8]) und Engelmann[9]) beantwortet. H. v. Helmholtz[10]) andererseits sagt, dass die starke Absorption der Strahlungsenergie jenseits

1) F. C. Donders, Onderzoekingen gedaan in het physiol. Laborat te Utrecht. Jaar VI. p. 1) Müller's, Arch. f. Physiol. 1853. p. 459.

2) G. Kessler, Graefe's Arch. für Ophthalm. **1.** p. 466. 1854.

3) E. Brücke, Müller's Arch. f. Physiol. 1845. p. 262; 1846. p. 379 Pogg. Ann. **65.** p. 593; **69.** p. 549.

4) A. Cima, Sul potere dell' umori dell' occhio a trasmettere il calorico raggionante. Torino 1852.

5) J. Janssen, Compt. rend. **51.** p. 128. 1860.

6) R. Franz, Pogg. Ann. **115.** p. 266. 1862.

7) J. Tyndall, Pogg. Ann. **124.** p. 36. 1865.

8) Ferd. Klug, Arch. f. Anat. u. Physiol., physiol. Abtheilung, Jahrg. 1878. p. 246.

9) Th. W. Engelmann, Onderz. ged. in het physiol. Laborat te Utrecht. 3de Reeks, D. VII. p. 291; Pflüger's Arch. f. die ges. Physiologie **30.** p. 125. 1882.

10) H. v. Helmholtz, Handb. d. phys. Optik. 2. Aufl. p. 283. 1885—1895.

des Roth — die übrigens von allen Beobachtern übereinstimmend constatirt worden ist — zu genügen scheint, um die Unsichtbarkeit der ultrarothen Strahlen zu erklären.

Aus alledem geht wohl hervor, dass noch nicht das letzte Wort über den fraglichen Gegenstand gesprochen war, zumal die bisher angewandten Untersuchungsmethoden nur einen geringen Grad von Exactheit besassen.

Janssen sowohl wie Franz hatten die Beobachtung gemacht, dass die Absorption irgend eines der Augenmedien übereinstimmte mit der einer gleich dicken Wasserschicht. Wenn in dieser Beziehung aber eine vollständige Uebereinstimmung thatsächlich vorhanden ist, so folgt aus meinen p. 19 mitgetheilten Messungen, dass Strahlen jenseits des Roth noch bis 1,4 μ das menschliche Auge zu durchdringen vermögen, dass insbesondere an der Stelle des Spectrums, wo die Lichtempfindung aufhört, d. i. nach Helmholtz bei 0,81 μ, die Absorptionscurve keine bedeutende Steigung aufweisen kann, der Grund der Unsichtbarkeit der ultrarothen Strahlen also sicherlich nicht in der Absorption derselben durch die Augenmedien zu suchen ist. Es war daher jetzt wohl an der Zeit, mittels der bolometrischen Methode das Problem nochmals gründlich zu studiren und womöglich zur definitiven Entscheidung zu bringen. In dieser Absicht unternahm ich es, im Anschluss an die oben mitgetheilten Untersuchungen die Absorptionsspectra der einzelnen Augenmedien festzustellen.

Die Versuchsanordnung war ganz die nämliche wie früher (vgl. p. 7—9). Das Spectrum wurde von dem p. 16 erwähnten Flintglasprisma erzeugt, sodass die zu den Ablenkungen δ gehörigen Wellenlängen für die folgenden Versuchsreihen aus der Tabelle II zu entnehmen sind. Die ausführlichen Messungen fanden im allgemeinen in Intervallen von 5 Minuten statt und wurden an Augen von Rindern ausgeführt, die etwa 20 Stunden zuvor geschlachtet waren. Es gelang leider nicht, die Präparate frei von jeder Trübung zur Untersuchung zu bringen. Infolgedessen sind die Absorptionswerthe, namentlich für die kürzeren Wellen, zum grossen Theil etwas höher ausgefallen, als den thatsächlichen Verhältnissen entsprechen dürfte. Daraus ist jedoch nur a fortiori auf die Richtigkeit meiner definitiven Resultate zu schliessen, wie aus dem Folgenden zu ersehen sein wird.

2. Absorptionsspectra der Medien des Rindsauges.

a) Hornhaut. $d = 0{,}05 - 0{,}075$ cm.

Aus der Mitte der Cornea wurde ein kreisrundes Stück von etwa 1,5 cm Durchmesser herausgeschnitten und zwischen zwei Glasplatten ein wenig zusammengepresst, so dass die Dicke der untersuchten Schicht $^1/_2 - ^3/_4$ mm betrug.[1]) Infolge der natürlichen Krümmung der Hornhaut liess sich dabei das Auftreten kleiner Falten nicht ganz vermeiden, so dass hierdurch die Trübung, welche gerade die Cornea in besonderem Maasse nach dem Tode erleidet, in meinen Präparaten noch verstärkt wurde. Die in Tabelle VII mitgetheilten und in Fig. 5 graphisch dargestellten Absorptionszahlen sind die Mittelwerthe zweier vollständigen, mit zwei verschiedenen Präparaten ausgeführten Beobachtungsreihen. Hier sowohl wie in allen folgenden Reihen sind wie früher die nothwendigen Correctionen für die Reflexion und die Absorption durch die Gefässe bereits in Rechnung gezogen. Die punktirte verticale Linie in den Figuren bei $\delta = 2^0 6'$ bezeichnet die Grenze des sichtbaren Spectralgebietes ($\lambda = 0{,}81\ \mu$).

Tabelle VII.

δ	A	δ	A	δ	A
$1^0 20'$	32,5	$2^0 30'$	22	$3^0 40'$	29,5
25	33,5	35	21	45	44,5
30	34	40	21	50	76
35	35	45	24	55	92
40	34	50	25,5	4 0	85
45	33,5	55	24,5	5	72
50	32,5	3 0	20,5	10	61
55	29,5	5	22	15	55,5
2 0	29	10	21,5	20	59
5	29	15	20	25	65
10	26	20	24	30	74,5
15	27	25	27,5	35	91
20	26	30	28	40	98
25	25,5	35	25,5	45	100

Die Absorption zeigt hiernach im wesentlichen denselben Verlauf wie die des Wassers. Insbesondere erscheinen die drei

1) Die natürliche Dicke beträgt nach Messungen von P. Moennich (vgl. Zeitschr. f. vergl. Augenheilkunde. 1883. p. 1: Ueber den physikalisch-optischen Bau des Rindsauges). 0,866 mm.

Maxima bei 1,00, 1,25 und 1,50 μ, deren Auftreten nach p. 18 und 19 auch für eine Wasserschicht von gleicher Dicke zu erwarten wäre. Der selectiven Absorption ist aber infolge der Trübung noch eine allgemeine Absorption übergelagert, welche sich natürlich um so stärker bemerkbar macht, je kürzer die Wellen werden, sodass an der Grenzstelle der Sichtbarkeit die Absorption nach grösseren Wellenlängen hin sogar ziemlich stark im Abnehmen begriffen zu sein scheint.

b) Kammerwasser. $d = 0{,}005$ cm.

Dass die wässerige Feuchtigkeit der vorderen Augenkammer ein mit dem des Wassers übereinstimmendes Absorptionsspectrum zeigen wird, ist nach der Art ihrer chemischen Zusammensetzung schon von vornherein zu erwarten. Es gelang mir nicht, dem Rindsauge eine genügend grosse Menge des Kammerwassers zu entnehmen, um eine Schicht von annähernd natürlicher Dicke untersuchen zu können, da dasselbe auch beim Absaugen mittels einer durch die Hornhaut gestossenen Pravaz'schen Spritze sich durch das Pigment der Iris ganz und gar verunreinigt zeigte. Ich musste mich daher begnügen einen einzigen Tropfen auf diese Weise abzusaugen. Dieses geringe Quantum konnte in einem genügenden Grade von Klarheit gewonnen werden und wurde in der früher beschriebenen Weise zwischen die durch fünf übereinandergelegte Stanniolringe getrennten Flussspathplatten gebracht, so dass eine Schicht von 0,005 cm Dicke zur Untersuchung gelangte. Tabelle VIII und Fig. 6, Curve a, geben die Messungsresultate wieder.

Tabelle VIII.

δ	A	δ	A
2° 0′	−2	4° 0′	14
10	−1	10	7
20	1	20	7,5
30	2	30	15
40	1,5	40	42
50	0,5	50	20
3 0	−2	5 0	14
10	1,5	10	15,5
20	−1,5	20	30,5
30	1,5	30	44,5
40	1	40	56,5
50	12,5	50	82

Der Absorptionsverlauf ist, wie man sieht, thatsächlich der nämliche wie bei einer 0,005 cm dicken Wasserschicht.

c) Linse. $d = 1$ cm.

Die Krystalllinse wurde unter Benutzung des p. 18 beschriebenen Absorptionsgefässes zwischen zwei um 1 cm voneinander abstehende Glasplatten gepresst. So entstand in der Mitte eine Schicht mit ebenen Begrenzungsflächen, da die Axe der Linse des Rindsauges eine Länge von 1,2 cm besitzt. Durch Anwendung geeigneter Diaphragmen wurde immer nur der Theil des Präparates, der sich zwischen den ebenen Begrenzungsflächen befand, in den Strahlengang eingeschaltet.

Wegen des geringen Durchmessers der Diaphragmenöffnung waren die Ausschläge hier erst von $\delta = 2^0 10'$ an zu exacten Messungen brauchbar.

Durch die eben beschriebene Anordnung war aber infolge der eigenthümlichen Structur der Krystalllinse die concentrirende Wirkung derselben nicht völlig aufgehoben. Ich erhielt daher bis zum Ablenkungswinkel $\delta = 3^0 15'$ bei directer Bestrahlung geringere Ausschläge als nach Einschaltung der Linse. Setze ich die betreffenden Ausschläge bez. gleich α und α', so war also bis zu der genannten Stelle des Spectrums α kleiner als α'. Bildete ich daher in gewohnter Weise die Ausdrücke

$$p' = 100 \frac{\alpha - \alpha'}{\alpha},$$

die mir sonst die procentischen Intensitätsverluste lieferten, so ergaben sich für p' zunächst negative Grössen. Wurden die Werthe von p' dann graphisch aufgetragen, so entstand eine Curve, die bis $3^0 15'$ unterhalb der Abscissenaxe verlief, zwischen $3^0 15'$ und $3^0 20'$ die Axe schnitt, um bei $3^0 50'$ mit der Ordinate $p' = + 100$ zu endigen. Im übrigen zeigte diese Curve indessen wesentlich denselben Verlauf, wie die der Absorption einer Wasserschicht von 1 cm Dicke. Ich theile deshalb die Beobachtungsresultate hier in etwas anderer Weise mit, um ein anschaulicheres Bild von den thatsächlichen Verhältnissen zu geben, als es jene Curve der direct beobachteten Werthe mit ihren „negativen Absorptionen“ darbietet. Es schien mir nämlich nach dem eben Gesagten kaum zweifelhaft zu sein, dass auch die Absorption der Linse in jeder Hinsicht mit der

des Wassers übereinstimmte. Giebt man dies aber für eine beliebige Stelle des Spectrums zu, so ist es möglich, den Einfluss der Concentration durch Rechnung zu eliminiren.

Man denke sich in den Strahlengang eine Linse eingeschaltet, welche die gleiche Concentrationsfähigkeit besitzen möge wie das von mir bei dieser Untersuchung benutzte Präparat; ihr Absorptions- und Reflexionsvermögen sei aber gleich Null. Dann würde bei der Bestrahlung des Bolometers ein Galvanometerausschlag erfolgen, der dem bei directer Bestrahlung gemessenen Ausschlage α proportional wäre, also gleich $m \cdot \alpha$ gesetzt werden kann; dabei ist m unter Vernachlässigung der Dispersion als eine für alle Punkte des Spectrums constante Zahl anzusehen, die natürlich grösser als 1 sein muss. Würde jetzt ein Medium dazugeschaltet, welches das gleiche Absorptions- und Reflexionsvermögen besässe, wie das Präparat sammt dem Glasgefässe, ohne jedoch dabei eine concentrirende Wirkung auszuüben, so würde der Galvanometerausschlag den wirklich gemessenen Werth α' erhalten. Infolge der Absorption und Reflexion ist also ein Intensitätsverlust p eingetreten, der in Procenten gegeben ist durch die Beziehung

$$p = 100 \frac{m\alpha - \alpha'}{m\alpha}.$$

worin m eine für alle Punkte des Spectrums constante Grösse bedeutet. Nehme ich nun an, dass für den ersten beobachteten Punkt ($\delta = 2^0 10'$) das Absorptionsvermögen der Linse das gleiche ist wie das des Wassers, so ergiebt sich an der betreffenden Stelle des Spectrums für die Grösse p ein bestimmter, meinen früheren Messungen zu entnehmender Werth. Da ferner α und α' die direct abgelesenen Ausschläge bedeuten, so kann man jetzt den Proportionalitätsfactor m durch Einsetzen der zu dem ersten Beobachtungspunkte gehörigen Werthe von α und α' berechnen, und dann für alle übrigen Punkte die zugehörigen Werthe von p bestimmen. An den letzteren kann man schliesslich wieder die nothwendigen Correctionen anbringen. Auf diese Weise sind die in der Tabelle IX und in der Fig. 6, Curve *b*, unter *A* wiedergegebenen Absorptionswerthe der Linse hergeleitet.

Die Vertheilung der Absorption ist hiernach die nämliche wie die einer 1 cm dicken Schicht Wassers. Die Maxima bei

1,00 und 1,25 μ treten in beiden Fällen mit gleicher Deutlichkeit auf. Es liegt ja nun eine gewisse Willkürlichkeit in dem Verfahren, nach dem die Zahlen der Tabelle IX aus den beobachteten Grössen hergeleitet sind, und aus diesem Grunde erscheint es nicht unbedingt ausgeschlossen, dass sämmtliche Werthe in Wahrheit etwas zu niedrig angegeben sind; indessen ist doch mit Sicherheit festgestellt, dass die Strahlen jenseits der Grenze der Sichtbarkeit noch bis nahezu 1,45 μ merklich hindurchgelassen werden. Ausserdem habe ich mich auch davon überzeugt, indem ich grössere Diaphragmen benutzte, dass die wahre Absorptionscurve der Linse bei 0,81 μ sicherlich keine starke Steigung besitzt, und schliesslich habe ich noch in folgender Weise zwei Beobachtungsreihen ausgeführt: Zwischen die Flussspathplatten, die durch fünf Stanniolringe auseinandergehalten waren, wurde einmal eine kleine Menge der äusseren weichen Linsensubstanz gepresst, ein zweites Mal ein geringes Quantum des härteren Kerns, und für diese Präparate wurden die Absorptionen gemessen. Die Beobachtungen ergaben hier sowohl qualitativ als auch quantitativ eine vollkommene Uebereinstimmung mit dem Wasser.

Tabelle IX.

δ	A	δ	A
2° 10′	3,5	3° 5′	25,5
15	10,5	10	25
20	14,5	15	28,5
25	15,5	20	45,5
30	16,5	25	64
35	17,5	30	67
40	18,5	35	63,5
45	26,5	40	69
50	34,5	45	84
55	34	50	100
3 0	31,5		

Aus diesen Versuchen glaube ich den Schluss ziehen zu dürfen, dass auch das Absorptionsspectrum der Krystalllinse sich von dem des Wassers nicht wesentlich unterscheidet.

d) Glaskörper. $d = 1$ cm.

Das letzte der Medien, die ein Strahl im Auge bis zur Netzhaut zu durchlaufen hat, ist der Glaskörper. Derselbe wurde in das p. 18 beschriebene Absorptionsgefäss gefüllt,

also in einer Schicht von 1 cm Dicke untersucht. Die in der Tabelle X und Fig. 7 wiedergegebenen Zahlen sind die Mittelwerthe aus drei vollständigen mit drei verschiedenen Präparaten ausgeführten Beobachtungsreihen.

Die Uebereinstimmung mit Wasser lässt kaum etwas zu wünschen übrig. Die grösseren Absorptionen im ersten Theile des untersuchten Spectrums sind zweifellos wieder den unvermeidlichen Trübungen der Präparate zuzuschreiben.

Tabelle X.

δ	A	δ	A	δ	A
1° 20′	10	2° 15′	10	3° 10′	22,5
25	10	20	10,5	15	31
30	10	25	9,5	20	59
35	11,5	30	11	25	71
40	10	35	13	30	71
45	10,5	40	16	35	73
50	10,5	45	27	40	83
55	12	50	38,5	45	96
2° 0′	10	55	38	50	100
5	8	3° 0′	30,5		
10	8,5	5	22,5		

3) Controllversuche am Menschenauge.

Zur vollständigen Behandlung des Gegenstandes blieb jetzt nur noch der Nachweis zu führen, dass die aus den bisherigen Beobachtungen zu ziehenden Folgerungen auch ohne weiteres für das menschliche Auge Giltigkeit besitzen würden. Durch das dankenswerthe Entgegenkommen des Hrn. Prof. Dr. Langerhans, der mir aus dem pathologisch-anatomischen Institute des Krankenhauses Moabit das nöthige Material zukommen liess, wurde ich in den Stand gesetzt, analoge Versuchsreihen auch für die Medien des menschlichen Auges auszuführen. Dieselben ergaben vollständige Uebereinstimmung mit den Messungen am Rindsauge. Entsprechend den kleineren Dimensionen des menschlichen Sehorgans mussten die Medien desselben in Schichten von etwas geringerer Dicke zur Untersuchung gelangen. Demzufolge erschien die äusserste Grenze der Durchlässigkeit auch noch etwas weiter nach der Seite längerer Wellen hinausgeschoben.

4) Versuchsergebnisse.

Ich ziehe aus meinen Beobachtungen den Schluss, dass das Absorptionsspectrum der Augenmedien, die ein Strahl bis

zur Netzhaut zu durchlaufen hat, mit dem des Wassers ziemlich genau übereinstimmt. Die Entfernung vom Scheitel der Cornea bis zur Netzhaut beträgt beim Auge des Menschen 2,28 cm.[1]) Ich kann daher die Absorptionswerthe, die der Gesammtheit der Medien des menschlichen Auges zukommen, mit ziemlicher Annäherung ermitteln, indem ich nach den Tabellen III und IV die betreffenden Grössen für eine Wasserschicht von 2,28 cm Dicke berechne. Auf diese Weise ergaben sich die Werthe, die in der Tabelle XI und in Fig. 8 als Function der Wellenlänge dargestellt sind.

Tabelle XI.

λ	A	λ	A	λ	A
0,670	1	0,850	8	1,063	36
0,690	1	0,872	10,5	1,095	34,5
0,710	2,5	0,890	12	1,127	48,5
0,730	5	0,912	16,5	1,162	82
0,750	6	0,935	24	1,205	93
0,770	6,5	0,958	43	1,252	94
0,790	5	0,980	60	1,300	93,5
0,810	5	1,008	60,5	1,350	97,5
0,830	8	1,035	47,5	1,400	100

Man erkennt hieraus, dass erst von ca. 1,4 μ an die Strahlen von den Medien des menschlichen Auges nicht mehr merklich durchgelassen werden, dass aber an der Grenze des sichtbaren Gebietes die Absorption noch keine besonders intensive ist. Es folgt also aus meinen Versuchen,

„dass die Ursache der Unsichtbarkeit der ultrarothen Strahlen in der Unempfindlichkeit der Netzhautelemente für dieselben zu suchen ist.“

Die vorstehende Arbeit wurde im physikalischen Institute der Universität Berlin während des Wintersemesters 1894/95 ausgeführt.

Zum Schluss erfülle ich die angenehme Pflicht den Hrn. Dr. H. Rubens und Prof. Dr. A. König, die mir die Anregung zu diesen Untersuchungen gaben und mich während der Ausführung derselben in liebenswürdigster Weise durch Rath und That unterstützten, meinen besten Dank auszusprechen.

1) H. v. Helmholtz, Handbuch d. physiol. Optik, 2. Aufl., p. 140.

THESEN.

I.

Die Unsichtbarkeit der ultrarothen Strahlen ist nicht durch das Absorptionsvermögen der Augenmedien bedingt.

II.

Die Strahlung eines Hertz'schen Erregers ist nicht nothwendig als „monochromatisch" anzusehen.

III.

Die Drehung der Polarisationsebene ist als eine Resonanzerscheinung aufzufassen.

VITA.

Natus sum Aemilius Aschkinass Berolini die VIII mensis Januarii anno h. s. LXXIII patre Adolpho; fidei adscriptus sum iudaicae. Postquam Berolini gymnasium, quod dicitur Königstädtisches, unum per annum, gymnasium Guilelmium per octo annos frequentavi, in universitate Berolinense, Friburgense, Monacense physicis mathematicis chemicis philosophicis studiis decem per semestria me dedi. Virorum clarissimorum scholas ac laboratoria frequentavi:

Friburgi: Warburg, Willgerodt.

Monaci: de Baeyer, Bauer, Brentano, Carriere (†), Gŕoth, de Lommel, de Reber.

Berolini: Aron, de Bezold, H. du Bois, E. du Bois-Reymond, Glan, Hettner, de Hofmann (†), Knoblauch, Kundt (†), Lehmann-Filhés, Neesen, Paulsen, Planck, Pringsheim, Raps, Rubens, Schlesinger, Wagner, Wesendonck, Wien.

Quibus omnibus viris gratias ago quam maximas.

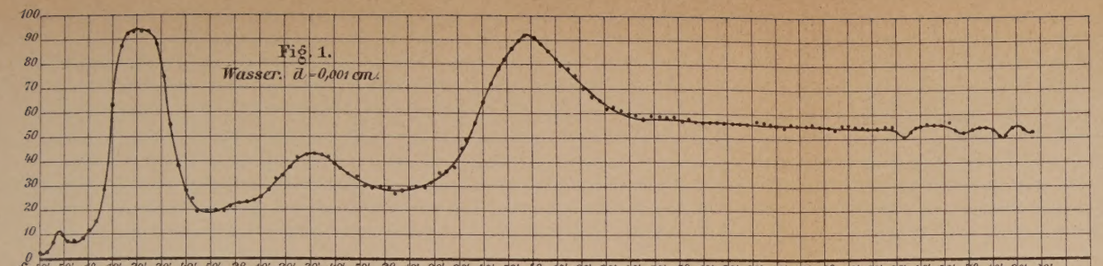
Fig. 1.
Wasser. d = 0,001 cm.

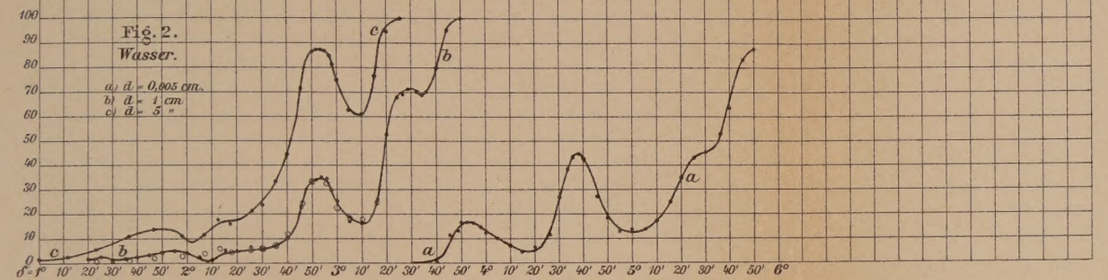
Fig. 2.
Wasser.
a) d = 0,005 cm.
b) d = 1 cm.
c) d = 5 "

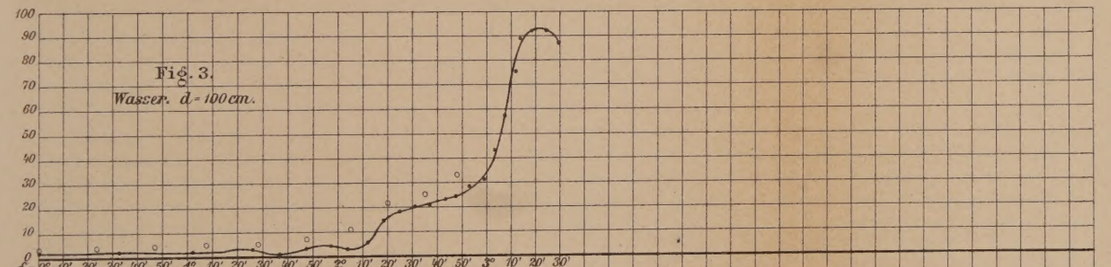
Fig. 3.
Wasser. d = 100 cm.

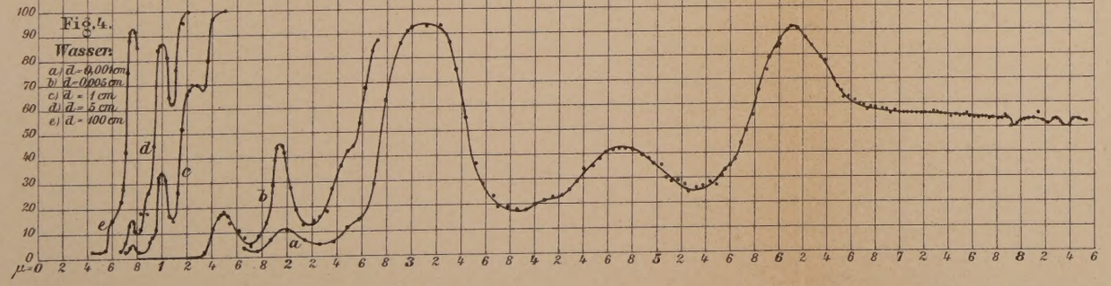
Fig. 4.
Wasser.
a) d = 0,001 cm.
b) d = 0,005 cm.
c) d = 1 cm.
d) d = 5 cm.
e) d = 100 cm.

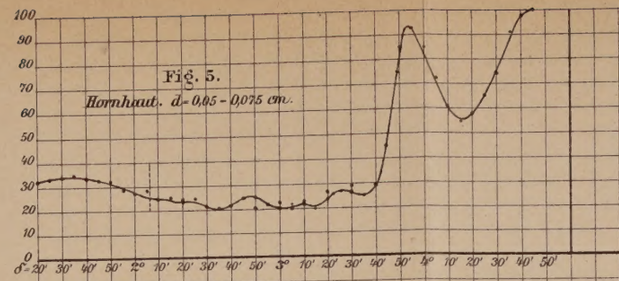
Fig. 5.
Hornhaut. d = 0,05 - 0,075 cm.

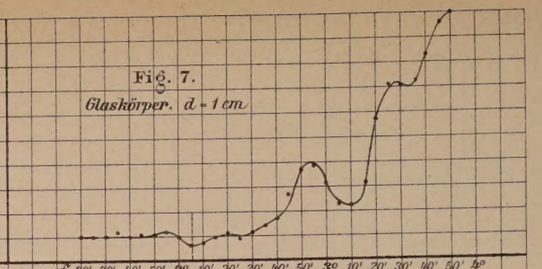
Fig. 7.
Glaskörper. d = 1 cm.

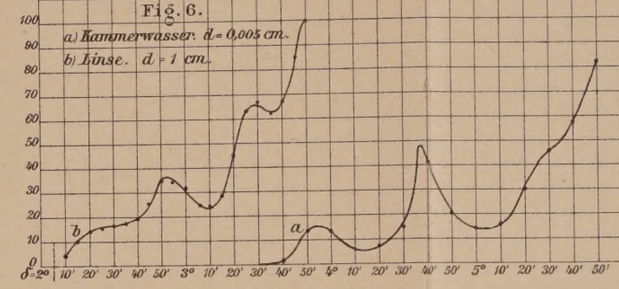
Fig. 6.
a) Kammerwasser. d = 0,005 cm.
b) Linse. d = 1 cm.

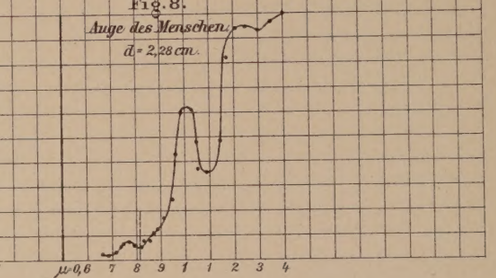
Fig. 8.
Auge des Menschen.
d = 2,28 cm.